

затухает экспоненциально с характерным временем, изменяющимся от 10 сек для $M \approx 0,4 M_{\odot}$ до 0,2 сек для $M \approx 2M_{\odot}$.

Для вращающейся нейтронной звезды ротационное сплющивание превращает радиальные моды колебаний в слегка отличные от радиальных, поэтому создаются условия для испускания гравитационного излучения. Возникающие силы реакции вызывают затухание колебаний с характерным временем [см. Уилер (1966), а также Чау (1969)]

$$\tau_{\text{рад}} \sim \left(\frac{\Omega^2 R^3}{GM}\right)^2 \tau_{\text{квадруп}} \sim \left(\frac{\Omega^2 R^3}{GM}\right)^2 \text{сек}. \quad (11.5.6)$$

Здесь Ω — угловая скорость звезды, R — ее радиус, M — масса звезды. Для звезд с большими массами, если не выполнено условие $\Omega^2 R^3/GM \approx 1$, этот эффект будет мал по сравнению с затуханием, вызванным Σ^- -процессом (11.5.5). Но для звезд с малыми массами, которые не содержат Σ^- -частиц, он будет конкурировать с затуханием, обязанным УРКА-процессу (11.5.3).

В главе 12 мы обсудим свойства нейтронных звезд, которые привели к их открытию, а также аккрецию вещества и другие процессы в окрестностях нейтронных звезд.

§ 6. Эволюция звезд с массой, большей ОВ-предела

Рассмотрим теперь последние стадии эволюции звезды с массой, большей предела Оппенгеймера — Волкова для сверхплотных конфигураций ($M \gtrsim (1,6 \div 2,3) M_{\odot}$). Качественное отличие этого случая от предыдущего заключается в том, что для столь больших масс нет равновесной конфигурации с $S = 0$ (и $T = 0$). Это означает, что остывшая массивная звезда не может прийти в равновесное состояние без потери существенной части массы. С другой стороны, неизвестно, существуют ли процессы, которые с необходимостью приводят к потере в ходе эволюции существенной доли массы, достаточной для того, чтобы прийти, в конце концов, в состояние равновесия с $S = 0$. О возможности таких процессов см. предыдущие параграфы. Если на последней стадии остается сжимающееся ядро с $M > (2 \div 3) M_{\odot}$, то заключительная часть эволюции таких звезд будет существенно нестационарной.

Проследим последние этапы этой эволюции. К границе устойчивости звезда медленно подходит по квазиравновесным состояниям. На границе звезда теряет устойчивость и затем сжимается с гидродинамической скоростью. В дальнейшем, если после ядерного взрыва остается $M > (2 \div 3) M_{\odot}$, или взрыва не происходит, но масса звезды с начала коллапса больше $(2 \div 3) M_{\odot}$, то сжатие никогда не может

закончиться равновесным состоянием. Таких состояний нет. Через время порядка $t_n = 1/\sqrt{6\pi G\rho}$ звезда сожмется настолько, что гравитационный потенциал у ее поверхности станет порядка c^2 , и начнут проявляться эффекты общей теории относительности. Начиная с этого момента, звезда вступает в фазу релятивистского сжатия — коллапса. Можно предвидеть возможность двухступенчатого сжатия. Как показано выше, максимум Оппенгеймера — Волкова для холодных нейтронных звезд ($M \sim 2M_\odot$) расположен в области устойчивости горячих нейтронных звезд. Поэтому потеря устойчивости и результирующее сжатие горячей звезды с $M > 2M_\odot$ и начальной плотностью $\sim 10^7$ г/см³ (сравни обсуждение γ и γ_r в § 1 гл. 11)) может привести к состоянию горячей нейтронной звезды, и только позже, после достаточной потери энергии, наступает релятивистское сжатие.

Важно проанализировать наблюдаемые свойства такого двухступенчатого коллапса. Конечно, такой анализ потребует детальных гидродинамических расчетов с учетом общей теории относительности и физики элементарных частиц.

Следует напомнить, что рассуждение, которое привело нас к релятивистскому коллапсу как конечной судьбе звезды с массой больше ОВ-предела, основано на упрощенной картине гомологичного сжатия с однородным составом и без потери массы. Возможно, эта картина будет справедлива для звезды, перемешанной конвекцией, или с самого начала состоящей из железа. В действительности, однако, во внешних слоях любой звезды имеется много несгоревшего ядерного горючего даже после того, как в центре звезды ядерные реакции закончились.

Камерон (1969) в обзоре, озаглавленном «Как рождаются нейтронные звезды», предположил, что массивные звезды не «умирают» в результате релятивистского коллапса, а разрушаются ядерными взрывами. Он доказывает, что, возможно, только звезды с массами, лишь слегка превышающими чандрасекаровский предел для белого карлика ($\sim 1,2 M_\odot$), имеют достаточно времени, чтобы полностью израсходовать свое ядерное горючее и перейти в состояние нейтронной звезды. В этой гипотезе нет звезд в состоянии релятивистского коллапса, хотя не отрицается возможность образования нейтронных звезд, что необходимо, так как, в конце концов, существуют пульсары!

§ 7. Релятивистский коллапс и «застывшие» звезды («черные дыры»)

Коллапс протекает практически со скоростью свободного падения, так как силы тяготения на конечную (не малую) величину превышают силы давления. Вблизи сферы Шварцшильда, как показано в § 2 гл. 3, сила тяготения стремится к бесконечности